

Эксперименты по монохроматизации пучка наглядно показали преимущества использования активных монохроматоров. При использовании такого монохроматора наблюдалось увеличение интенсивности в 5,3 раза по сравнению с монохроматором без акустического воздействия.

Проведенные оценки освещенности позволяют говорить о перспективности создания источника монохроматического рентгеновского излучения

на основе монохроматизации тормозного излучения с достаточной интенсивностью при использовании микротрона или линейного ускорителя электронов.

*Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации в рамках Федеральной целевой программы «Разработка адаптивной рентгеновской оптики нового поколения для устройств исследования биологических объектов и быстротекущих процессов» ГК № 11.519.11.2030.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Украинцев Ю.Г. Сканирующий метод получения рентгеновских изображений на цифровом аппарате «Сибирь-Н», // Медафарм. 2011. URL: <http://medafarm.ru/php/content.php?id=17250> (дата обращения: 31.05.2011).
2. Autier A. Dynamical theory of X-Ray diffraction. — N.Y.: Oxford University Press inc., 2008. — 678 p.
3. Гоголев А.С., Попов Ю.А., Вагнер А.Р., Потылицин А.П., Кочарян В.Р., Мовсян А.Е., Мкртчян А.Г. Рассеяние рентгеновского излучения в деформированных кристаллах // Известия вузов. Сер. Физика. — 2010. — Т. 53. — № 11/2. — С. 33–38.
4. РАП 160–5 аппарат рентгеновский переносной сильноточный // TSNK Laboratory. 2011. URL: <http://www.tsnk-lab.ru/work/equipment/form/portable/rap1605> (дата обращения: 17.06.2011).
5. Sanchez del Rio M., Dejus R.J. XOP. Recent Developments // ESRF. 2011. URL: <http://www.esrf.eu/computing/scientific/people/srio/publications/> (дата обращения: 17.06.2011).

Поступила 02.06.2011 г.

УДК 537.862

## СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ОТРАЖАТЕЛЬНОМ ТРИОДЕ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ

Т.В. Коваль, А.Л. Марченко

Томский политехнический университет  
E-mail: [tvkoval@mail.ru](mailto:tvkoval@mail.ru)

*Рассматривается взаимодействие колебаний виртуального катода с электромагнитным полем резонансной неоднородной структуры отражательного триода с радиально расходящимся пучком. Проводится исследование зависимости уровня спонтанного излучения от геометрии системы и пучка, от типа возбуждаемой волны. Определены условия наиболее эффективного взаимодействия с низшим типом волны.*

### Ключевые слова:

Спонтанное излучение, виртуальный катод, отражательный триод, мощность излучения.

### Key words:

Spontaneous radiation, virtual cathode, reflex triode, radiation power.

## Введение

Отражательные триоды привлекают к себе внимание, прежде всего как источники мощного микроволнового излучения, способные работать без внешнего магнитного поля [1, 2]. Принцип работы основан на формировании в вакуумной электродинамической системе виртуального катода (ВК), осцилляции которого вызывают СВЧ-генерацию.

В работе [3] построена одномерная модель вынужденного излучения электронного пучка с ВК, в основу которой положено монотонное накопление пространственного заряда за счет отраженных от ВК электронов и «запирание электронного пучка». Основной идеей отличной от [3], в нашем рассмотрении является то, что динамика виртуального катода характеризуется пространственно-временными колебаниями [4–6]. При этом усредненная координата ВК осциллирует относительно средне-

го положения с частотой, определяемой плотностью заряда в области ВК, которая в 1,2...1,5 выше, чем в области реального катода. В отражательном триоде имеет место квазистационарный режим колебаний ВК, при котором происходит параметрическое самосогласованное взаимодействие осциллирующих электронов с колебаниями края потенциальной ямы, обуславливающее модуляцию электронов по фазе [7, 8]. Как показали аналитические исследования [9, 10], генерация в системах с ВК происходит при токах выше критических, определяемых параметрами системы и пучка, т. е. при критическом значении плотности электронов в области ВК. Мощность и эффективность излучения в системах с ВК определяется уровнем взаимодействия волны с электронным пучком, который в свою очередь зависит от параметров и геометрии системы и пучка.

В работах [11, 12] впервые рассмотрены коаксиальные отражательные триоды с расходящимся пучком. В работе [11] проведено исследование возбуждения неустойчивости электронного пучка в коаксиальном отражательном триоде, методом кинетического уравнения получены инкременты неустойчивости осциллирующих электронов в потенциальной яме. В работе [12] представлена модель планарно-коаксиального отражательного триода, с планарными электродами (катодом и анодом) и методом крупных частиц проведено численное исследование формирования виртуального катода.

Так как виртуальный катод – это область повышенной плотности заряда, то представляет интерес рассмотреть виртуальный катод как пространственно распределенный осциллятор, совершающий колебания относительно среднего положения с частотой, равной когерентным колебаниям электронов, и зависящей только от плотности пространственного заряда. В настоящей работе рассмотрено спонтанное излучение виртуального катода и проведено исследование уровня взаимодействия виртуального катода с электромагнитным полем резонансной системы отражательного триода в зависимости от геометрии системы и пучка, от типа возбуждаемой волны. Рассматриваются планарно-коаксиальный (рис. 1, а) и коаксиальный отражательные триоды с расходящимся электронным пучком (рис. 1, б).

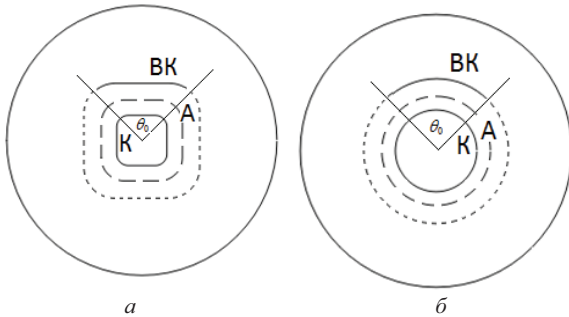


Рис. 1. Схемы сечения планарно-коаксиального (а) и коаксиального отражательного триода (б); А – анод, К – катод

### Мощность спонтанного излучения

Исследуем в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$  мощность спонтанного излучения осциллятора в гладком цилиндрическом резонаторе высотой  $H$  и радиусом  $R$ . Считаем, что движение осциллятора одномерно вдоль оси  $r$ , в этом случае, выражение для плотности тока, наведенного  $N$  зарядами, запишем в виде

$$j(\vec{r}, t) = -en_b a \omega \cos \psi \rho(\theta) \rho(z) \frac{\delta(r - r(t))}{r}, \quad (1)$$

где  $n_b \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{z_1}^{z_2} \rho(\theta) \rho(z) d\theta dz = N$ ,  $r'(t) = \bar{r} + a \sin \psi$  и

$r'(t) = a \omega \cos \psi$  – координата и скорость осциллятора;  $\bar{r}$  – средняя координата виртуального катода;  $h = z_2 - z_1$  – ширина ВК вдоль продольной координаты  $z$ ;  $\theta_0 = \theta_2 - \theta_1$  – центральный угол (рис. 1).

Для определения поля, наведенного в резонаторе, используем метод собственных функций [13], электрическая составляющая определяется суммой по трем индексам собственных функций  $E_v(r, \theta, z)$  резонатора:

$$E(r, \theta, z, t) = \sum_v e_v(t) E_v(r, \theta, z),$$

при выполнении условия нормировки

$$\int_v \vec{E}_v(r, \theta, z) \vec{E}_v^*(r, \theta, z) dV = 1, \quad v = \{n, s, m\}; \quad n, s, m = 0, 1, \dots$$

Амплитуда электрического поля  $e_v(t)$  определяется из дифференциального уравнения

$$\frac{d^2 e_v}{dt^2} + 2\lambda_v \frac{de_v}{dt} + \omega_v^2 e_v = -4\pi \frac{dj_v}{dt},$$

где  $\omega_v/c = (k_\perp^2 + k_z^2)^{1/2}$ ;  $\lambda_v = 2\omega_v/Q_v$ ;  $Q_v$  – добротность резонатора;  $k_\perp$  и  $k_z = \pi m/H$  – поперечное и продольное волновые числа.

Мощность когерентного излучения определяется

$$P = -\text{Re} \int_v \vec{j}(r, \theta, z, t) \vec{E}_v^*(r, \theta, z, t) dV,$$

где  $V$  – объем резонатора. Учитывая возбуждение электромагнитных колебаний на кратных частотах  $l\omega$  ( $l=1, 2, \dots$ ), близких к собственным частотам резонатора  $\omega_v \approx l\omega$ , среднюю за период  $T=2\pi/l\omega$  мощность излучения осциллятора представим в виде:

$$P_l = -2\pi P_0 \frac{\omega a}{c} (n_b r_{кл.} d^2)^2 \sum_v Q_v G_l(k_z, k_\perp). \quad (2)$$

Здесь  $P_0 = 8,687$  ГВт;  $r_{кл.} = e^2/c^2 m$ ;  $d$  – диодный зазор;  $c$  – скорость света;  $n_b [R_A^2 - (R_A - d)^2]/2 = n_b$ ;  $G_l(k_\perp, k_z)$  – геометрические функции, характеризующие уровень взаимодействия колебаний ВК с электромагнитным полем резонатора в условиях спонтанного излучения  $l^2 \lambda_v^2 \gg (\omega_v - l\omega)^2$ .

### Геометрическая функция

В неоднородной электродинамической структуре отражательного триода (рис. 1) могут возбуждаться волны типа Н, Е, и ТЕМ. Поскольку у волны ТЕМ критическая частота равна нулю, то она является низшим типом колебаний. Первым высшим типом волны в коаксиальной линии при любом диаметре и конфигурации внутреннего проводника является волна  $H_{11}$ .

Численные исследования структуры собственных полей и критических частот, проведенные численно в пакете COMSOL, показали, что критические частоты планарно-коаксиального (рис. 1, а) и коаксиального (рис. 1, б) отражательных триодов отличаются незначительно. Эта разница, естественно, уменьшается с увеличением угла скругления внутреннего электрода (анода), а деформация радиальных силовых линий электрического поля происходит только вблизи плоских границ внутреннего электрода. Поэтому будем полагать, что в планарно-коаксиальном триоде электромагнитное поле может быть описано такими же цилиндрическими функциями, как и в коаксиальном триоде.

Считаем, что колебания ВК имеют только радиальную компоненту:  $r(t) = a \sin \psi$ , поэтому достаточно рассмотреть электрические радиальные компоненты соответственно для Н, Е, и ТЕМ типов волн:

$$E_{rv}^E(r_\perp, r) = k_\perp k_z D_E Z_n^E(k_\perp r) e^{in\theta} \sin k_z z,$$

$$E_{rv}^H(r_\perp, r) = \frac{kn}{r} D_H Z_n^H(k_\perp r) e^{in\theta} \sin k_z z,$$

$$E_{rv}^{\text{ТЕМ}}(r_\perp, r) = \frac{k}{r} D_{\text{ТЕМ}} \sin k_z z.$$

Здесь амплитуды волн определяются соответственно выражениями

$$D_E^2 = \frac{2\varepsilon_m}{\pi R^2 H k^2 k_\perp^2 [Z_n^E(k_\perp R)]^2},$$

$$D_H^2 = \frac{2\varepsilon_m}{\pi H k^2 [k_\perp^2 R^2 - n^2] [Z_n^H(k_\perp R)]^2},$$

$$D_{\text{ТЕМ}}^2 = \frac{1}{\pi H k^2 \ln(R/r)},$$

$Z_n^E(k_\perp r) = J'_n(k_\perp r) + P^E N'_n(k_\perp r)$ ,  $k_\perp$  – корни дисперсионного уравнения  $Z_n^E(k_\perp R) = 0$ ;

$Z_n^H(k_\perp r) = J_n(k_\perp r) + P^H N_n(k_\perp r)$ ,  $k_\perp$  – корни дисперсионного уравнения  $Z_n^H(k_\perp R) = 0$ ,

$$P^E = \frac{J_n(k_\perp R_A)}{N_n(k_\perp R_A)}, \quad P^H = \frac{J'_n(k_\perp R_A)}{N'_n(k_\perp R_A)},$$

$\varepsilon_m = 1/2$  при  $m=0$  и  $\varepsilon_m = 1$  при  $m \neq 0$ ,  $R_A$  – радиус анода,  $J_n(k_\perp r)$  и  $N_n(k_\perp r)$  – функции Бесселя и Неймана. Для бездисперсной волны ТЕМ  $k_\perp = 0$ . Геометрические функции, входящие в выражение мощности (2), имеют вид

$$G_{l,\alpha}(k_z, k_\perp) = a \{ [R_A^2 - (R_A - d)^2] d^{-2} D_\alpha \zeta_\alpha(\rho_\theta \rho_z \rho_r)_\alpha \}^2. \quad (3)$$

Здесь  $\rho_\theta = \theta_0^{-1} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \rho(\theta) \cos n\theta d\theta$ ,  $\rho_z = h^{-1} \int_{z_1}^{z_2} \rho(z) \sin k_z z dz$ ,

$\alpha = \{E, H, \text{ТЕМ}\}$ ,  $\zeta_E = k_\perp k$ ,  $\zeta_{H, \text{ТЕМ}} = k/r$ , функция  $\rho_r$  убывает с возрастанием  $l$ , для первой гармоники колебаний ВК ( $l=1$ ):  $\rho_r = Z_n^\alpha S^\alpha$ :

$$S^{H,E} = 1 - \frac{(k_\perp a)^2}{2!} \left( \frac{1}{4} \right) + \frac{(k_\perp a)^4}{4!} \left( \frac{2}{16} \right) - \dots,$$

$$S^{\text{ТЕМ}} = 1 + \left( \frac{a}{r} \right)^2 \frac{1}{4} - \left( \frac{a}{r} \right)^4 \frac{1}{8} + \dots$$

Учитывая, что наибольший вклад вносит первая гармоника колебаний, для распределения  $\rho(\theta, z) = \text{const}$ , опускаем индекс  $l$ , запишем геометрические функции (3)

$$G_E(k_z, k_\perp) = \frac{8}{\pi} \frac{ah^2}{d^2 H} \frac{1}{k_\perp^2 R^2} \left[ \frac{Z_n^E(k_\perp R)}{Z_n^E(k_\perp R)} \rho_\theta \rho_z \right]^2, \quad (4)$$

$$G_H(k_z, k_\perp) =$$

$$= \frac{8}{\pi} \frac{ah^2}{d^2 H} \frac{1}{[k_\perp^2 R^2 - n^2]} \left[ \frac{Z_n^H(k_\perp R)}{Z_n^H(k_\perp R)} \rho_\theta \rho_z \right]^2, \quad (5)$$

$$G_{\text{ТЕМ}}(k_z, k_\perp) = \frac{4}{\pi} \frac{ah^2}{d^2 H} \frac{1}{\ln(R/R_A)} [S^{\text{ТЕМ}} \rho_\theta \rho_z]^2. \quad (6)$$

Здесь  $\rho_z = 2 \sin(k_z h/2) \sin[k_z(z_1 + h/2)]/k_z h$ ,  $\rho_\theta = 2 \sin(\theta_0/2)/n$ .

#### Численные оценки

В отражательном триоде с ВК плотность тока электронов и частота колебаний ВК зависят от параметров диода. Так в одномерном нерелятивистском коаксиальном диоде плотность тока электронов  $J_d$  определяется выражением:

$$J_d = \frac{2,33 U^{3/2}}{d^2 f^2(s)} = J_{pl} \frac{1}{f^2(s)}, \quad (7)$$

$$f(s) = \frac{R_A}{d} (\ln(s) - \ln^2(s) + \dots),$$

где  $s = R_A/(R_A - d)$  – параметр кривизны электродов, размерности  $J_d$  и  $J_{pl}$  – кА/см<sup>2</sup>;  $d$  – см;  $U$  – МВ. Полагая, что плотность электронов в диоде практически равна плотности в области ВК, и учитывая, что  $(n_{b0} r_{кл} d^2)^2 = (J_d d^2 / \beta_0 I_A)^2$ , мощность излучения (2) запишем в виде

$$P = -2\pi P_0 \frac{\omega a}{c} \left( \frac{J_{pl} d^2}{\beta_0 I_A} \right)^2 Q_v G_\alpha f^2(s), \quad (8)$$

где множитель в скобках определяется только ускоряющим напряжением.

Коэффициент полезного действия (КПД) можно определить как отношение мощности спонтанного излучения (8) к мощности источника  $UI$ :

$$\eta = \frac{P}{UI}. \quad (9)$$

Здесь  $I = I_d (1 - \chi^2)/(1 + \chi^2)$  – ток отражательного триода,  $\chi$  – прозрачность анода.

Из выражений (3) и (4)–(6) следует, что геометрические функции  $G_\alpha f^2(s)$  и, следовательно, мощность излучения зависят от геометрии пучка и резонатора, а также от типа возбуждаемой волны. В отражательном триоде с при аксиальной симметрии пучка и ВК взаимодействие происходит с аксиально-симметричными волнами Е типа на модах с  $k_\perp \gg k_z$ , при этом наибольшее значение мощности при выполнении условия резонанса  $\omega = \omega_v$  имеет волна  $E_{01}$ . При наличии внутреннего проводника критическая частота Е волн превышает в несколько раз значение критической частоты как Н волн, так и Е волн в односвязной области [14]. Это накладывает особенности при передаче энергии волны  $E_{01}$  при переходе от неодносвязной к односвязной области резонансной системы отражательного триода. Представляет интерес взаимодействие пучка с волной ТЕМ, которая имеет близкую конфигурацию поля с  $E_{01}$ , а также с волной Н типа на модах  $k_\perp \ll k_z$ .

Из выражений (5) и (6) видно, что геометрические функции существенно зависят от геометрии пучка и системы. На рис. 2, 3 приведены результаты расчетов геометрических функций  $G=G_w f(s)$  (5, 6) и коэффициента полезного действия (9) для параметров:  $Q=100$ ;  $R=17,5$  см;  $R_A=7$  см;  $d=1,5$  см;  $h=5$  см;  $H=40$  см;  $\chi=0,7$ ;  $z_1=20$  см;  $\lambda=10$  см. На рис. 2 показана зависимость геометрической функции  $G$  от центрального угла для волн  $H_{11}$ , ТЕМ и  $H_{21}$ . Из рис. 2 видно, что при  $\theta_0 < \pi/2$  наибольшее значение функции  $G$  имеет волна  $H_{11}$ .

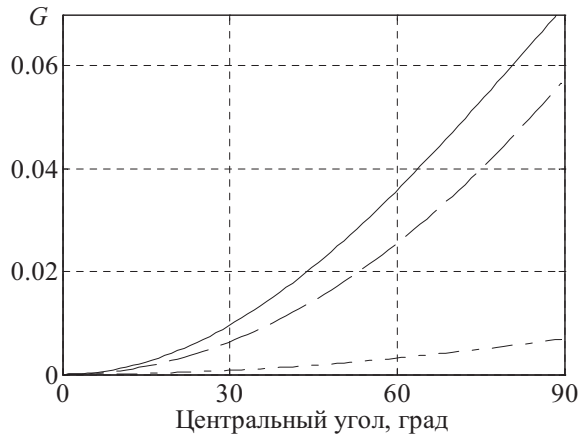


Рис. 2. Зависимость геометрической функции волн излучения волн  $H_{11}$  (—), ТЕМ (---) и  $H_{21}$  (- · -) от угла  $\theta_0$

Из рис. 2 видно, что при  $\theta_0 < \pi/2$  наиболее эффективно взаимодействие колебаний ВК происходит с волной  $H_{11}$ , при увеличении размеров  $l=r-\theta_0$  наиболее эффективным становится взаимодействие с волной ТЕМ (при  $\theta_0 > 2\pi/3$ ). На рис. 3 приведены зависимости коэффициента полезного действия излучения волн  $H_{11}$  и ТЕМ от радиуса анода для  $\theta_0=\pi/6$  и  $\theta_0=\pi$  (при  $U=450$  кВ). Уровень взаимодействия ВК с электромагнитным полем увеличивается при увеличении радиуса анода (рис. 3), но при этом, соответственно, увеличиваются размеры пучка и ВК. Однако как следует из соотношений (5, 6), увеличение эффективности взаимодействия ВК с полем резонансной структуры можно получить при одновременном уменьшении размеров резонатора радиуса  $R$  и его длины  $H$ . Заметим, что КПД на рис. 3 определяется зависимостью геометрической функции  $G$  от радиуса анода. Функция  $G$  не зависит от ускоряющего напряжения  $U$ , поэтому относительное расположение кривых на рис. 3 не зависит от  $U$ .

Результаты теоретического исследования находятся в хорошем согласии с результатами работы [14], в которой экспериментально показано, что при ширине катода  $l=4$  см планарно-коаксиальный триод является одномодовым генератором электромагнитного излучения на волне  $H_{11}$ .

Эксперименты были проведены также с 4 катодами, расположенными на одинаковых расстояниях друг от друга по азимуту, СВЧ излучение из триода отсутствовало. В этом случае излучение волны  $H_{11}$  не возможно, так как колебания двух

виртуальных катодов находятся в противофазе с волной. Что касается возбуждения неустойчивости на ТЕМ волне, то в эксперименте расстояние между катодами сравнимо с шириной катода, что обуславливает значительную составляющую азимутальной скорости электронов за счет краевых эффектов [12]. Это является одной из основных причин низкой эффективности взаимодействия пучка с полем волны ТЕМ и отсутствия излучения в эксперименте. Разброс электронов по скоростям можно исключить при замыкании катодов по азимуту. В этом случае, как показано выше, при выполнении резонансного условия  $\omega=\omega_v$  возможно эффективное взаимодействие пучка с волной ТЕМ. Волна ТЕМ в цилиндрической области планарно-коаксиального триода трансформируется в волну  $E_{01}$ .

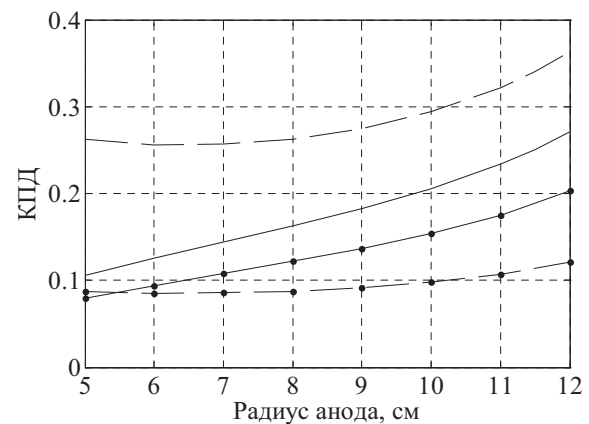


Рис. 3. Зависимость коэффициента полезного действия излучения волн  $H_{11}$  (—), ТЕМ (---) в коаксиальном отражательном триоде от радиуса анода для  $\theta_0=\pi/6$  (линии с точками) и  $\theta_0=\pi$

Теоретические значения мощности и эффективности излучения выше экспериментальных, так как они получены в приближении, что виртуальный катод — гармонический осциллятор, с зарядом, равным заряду  $N$  электронов. Численные расчеты, проведенные с помощью метода крупных частиц, показывают, что между колебаниями центральной части и краев виртуального катода может быть значительная разность фаз [8, 12], которая уменьшает эффективного взаимодействия колебаний ВК с полем волны. К уменьшению мощности излучения также приводят краевые эффекты пучка, обуславливающие появление азимутальной составляющей скорости колебаний электронов и ВК. В этом случае уменьшается глубина модуляции потока электронов по фазе и амплитуда колебаний ВК.

### Заключение

Модель спонтанного излучения виртуального катода позволяет оценить уровень резонансного взаимодействия колебаний виртуального катода с собственными модами электродинамической структуры коаксиального и планарно-коаксиального триодов. Мощность и эффективность излучения в отражательном триоде с виртуальным катодом

дом определяются геометрической функцией  $G$  и ускоряющим напряжением.

Теоретически показано, что в широком диапазоне ускоряющих напряжений при выполнении резонансного условия  $\omega = \omega_v$  в планарно-коаксиальном отражательном триоде с радиально-расходящимся пучком при  $\theta_0 < \pi/2$  наиболее эффективное взаимодействие колебаний виртуального катода происходит с волной  $H_{11}$ . Это находится в хорошем согласии с экспериментом.

С увеличением азимутальных размеров пучка ( $\theta_0 > 2\pi/3$ ) наиболее эффективным становится взаимодействие с бездисперсионной волной ТЕМ при выполнении для нее резонансного условия. Поэтому при возбуждении внутри вакуумной камеры электромагнитной волны низшего типа являются важными вопросы формирования виртуального катода и эффективного вывода электромагнитной энергии.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Жерлицын А.Г. Плазменная электроника // Сб. научных трудов / под ред. В.И. Курилко. – Киев: Наукова думка, 1989. – 298 с.
2. Дубинов А.Е., Селемир В.Д. Электронные приборы с виртуальным катодом // Радиотехника и электроника. – 2002. – Т. 47. – № 6. – С. 645–672.
3. Дубинов А.Е., Селемир В.Д. О спонтанном и вынужденном излучении в СВЧ генераторах с виртуальным катодом // Письма в ЖТФ. – 1998. – Т. 24. – № 4. – С. 41–46.
4. Григорьев В.П., Антошкин М.Ю., Коваль Т.В. Численное исследование излучения аксиально-симметричных электромагнитных волн в коаксиальных триодах с виртуальным катодом // Радиотехника и электроника. – 1995. – Т. 40. – № 4. – С. 628–634.
5. Григорьев В.П., Антошкин М.Ю., Коваль Т.В. Численное исследование возбуждения аксиально-несимметричных электромагнитных колебаний в коаксиальном триоде с виртуальным катодом // Журнал технической физики. – 1995. – Т. 65. – № 3. – С. 80–85.
6. Жерлицын А.Г., Коваль Т.В., Мельников Г.В., Марченко А.Л. Формирование электронного потока в виркаторе с положительным и отрицательным потенциалом // Известия вузов. Сер. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 11/2. – С. 96–100.
7. Коваль Т.В. Излучение потока осциллирующих электронов при возбуждении параметрических колебаний // Известия вузов. Сер. Физика. – 1997. – Т. 40. – № 10. – С. 103–106.
8. Григорьев В.П., Коваль Т.В. Модуляция электронного потока со сверхпредельным током в системах с пространством дрейфа // Известия Томского политехнического университета. – 2006. – Т. 309. – № 5. – С. 28–34.
9. Григорьев В.П., Коваль Т.В. Теория генерации электромагнитных колебаний // Известия вузов. Сер. Физика. – 1998. – Т. 41. – № 4. – С. 169–182.
10. Григорьев В.П., Коваль Т.В., Мельников Г.В. О возможности возбуждения ТЕМ-волны в триоде с виртуальным катодом // Журнал технической физики. – 2008. – Т. 78. – № 6. – С. 116–118.
11. Григорьев В.П., Коваль Т.В., Мельников Г.В., Рахматуллин Р. Коаксиальный отражательный триод с радиально-расходящимся пучком // Известия Томского политехнического университета. – 2009. – Т. 314. – № 4. – С. 123–127.
12. Melnikov G.V., Grigoriev V.P., Koval T.V., Marchenko A.L. Theoretical investigation of the flat-coaxial reflex triode with virtual cathode // 16<sup>th</sup> Intern. Symp. of High Current Electronics: Proc. – Tomsk, September 19–24, 2010. – Tomsk: Publishing House of the IOA SB RAS, 2010. – P. 433–436.
13. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988. – 440 с.
14. Жерлицын А.Г., Канаев Г.Г., Коваль Т.В., Нгуен Т.М., Марченко А.Л. Исследование возбуждения электромагнитных колебаний в планарно-коаксиальном триоде с виртуальным катодом // Известия вузов. Сер. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 11/2. – С. 209–214.

Поступила 17.06.2011 г.